

Probabilidades de transición para niveles $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2,3/2}$ y $^2D_{3/2,5/2}$ del átomo de talio

Resumen

Se han calculado las probabilidades de transición radiativas para 203 líneas que se originan en los niveles $ns\ ^2S_{1/2}$, $np\ ^2P_{1/2,3/2}$ y $nd\ ^2D_{3/2,5/2}$ del átomo Tl I. Las partes radiales de las funciones de onda se han calculado utilizando un potencial efectivo que incluye los efectos de polarización del "core", efectos relativistas y el tamaño finito del núcleo, considerándose también el efecto de polarización del "core" en el elemento de la matriz de transición.

Las vidas medias de los niveles estudiados se han determinado a partir de las probabilidades de transición calculadas; los valores están en buen acuerdo con los valores experimentales más recientes. También se ha estudiado la variación de la vida media (τ) en función del número cuántico principal efectivo (n^*), comprobándose que, para los niveles estudiados, la dependencia entre τ y n^* tiene la forma $\tau = (n^*)^m$, donde m es del orden de 3.

Se muestran los resultados de los cálculos para las probabilidades de transición radiativas y las vidas medias de los estados excitados, y se comparan con los de otros autores, tanto calculados como medidos; el acuerdo es mayoritariamente aceptable, comprobándose la importancia de los efectos relativistas.

Abstract

Radiative transition probabilities for 203 lines arising from the $ns\ ^2S_{1/2}$, $np\ ^2P_{1/2,3/2}$ and $nd\ ^2D_{3/2,5/2}$ levels of Tl I have been calculated. The radial wave calculated using an effective potential that includes "core" polarization effects, relativistic effects and finite size of nucleus. The "core" polarization effect in the transition matrix was taken into account.

The lifetimes of the above mentioned levels have been determined from the present transition probabilities. These values are in good agreement with recent experimental results. The lifetime (τ) variation as a function of the effective quantum number (n^*) has been studied too. It was found that for these levels the relationship between τ and n^* has the form $\tau = (n^*)^m$, where m is about 3.

The results of calculations for radiative transition probabilities and excited state lifetimes are presented and compared with those of other calculations and measurements; the agreements is generally quite good. The importance of relativistic effects is demonstrated.

A. ALONSO MEDINA

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Facultad de CC. Físicas. Universidad Complutense de Madrid. Ciudad Universitaria. 28040 Madrid.

I. INTRODUCCION

La determinación de probabilidades de transición y tiempos de vida media de niveles excitados de Talio neutro (Tl I) ha sido el objeto de numerosos trabajos experimentales desde que Penkin y Shabanova [1] (1963), Gallagher y Lurio [2] (1964) midieron por primera vez las probabilidades de transi-

ción y fuerzas de oscilador de los niveles resonantes. Hunter y Commins [3] (1982) miden las probabilidades de transición de las transiciones:

$$6d\ ^2D_{3/2} \rightarrow 7p\ ^2P_{1/2},\ 7p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 7s\ ^2S_{1/2}, \\ 7p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 7s\ ^2S_{1/2}\ \text{y}\ 8p\ ^2P_{3/2}\ \text{todos los niveles.}$$

Andersen y Sorensen [4] (1972) miden los tiempos de vida media de los niveles $7s\ ^2S_{1/2}$, $8s\ ^2S_{1/2}$, $6d\ ^2D_{3/2,5/2}$, $7d\ ^2D_{3/2,5/2}$ y $8d\ ^2D_{5/2}$, y junto con las intensidades relativas medidas obtienen las correspondientes probabilidades de transición.

Estas medidas han estimulado la realización de estudios teóricos que utilizan una variedad de modelos que, como el Talio es un sistema multielectrónico que tiene una configuración simple de valencia ($6s^2nl$), se basan en la "aproximación del campo central" para un electrón, Anderson y col. [5] (1967), Migdalek [6] (1975), Neuffer y Commins [7] (1977) y Bardsley y Norcross [8] (1980).

El Talio tiene, Neuffer y Commins, Aleksandrov y col [9] (1978), Shafranosh y col. [10] (1990), gran interés para estudiar los efectos de no conservación de la paridad debido a corrientes neutras débiles, y aunque estos efectos no tienen por qué afectar a los valores de las probabilidades de transición calculadas, sí se necesita disponer de buenas funciones de onda.

También se han realizado estudios de la excitación del Talio por impacto electrónico, Hartley y col. [11] (1990), Hartley y Sanders [12] (1990), Chen y Gallagher [13] (1977). Estos autores miden secciones eficaces para distintos niveles de dicho elemento y desde umbrales de alta energía; para obtener las secciones eficaces absolutas es necesario normalizarlas con las secciones eficaces calculadas con la aproximación de Born, necesitándose las correspondientes funciones de onda.

En este trabajo se utiliza un modelo simple en aproximación del campo central para un electrón, que considera en el potencial y en el elemento de matriz de transición los efectos de polarización del "core", o sea el efecto de la polarización de la zona interna de la corteza electrónica o "core", [$Xe\ 4f^{14}5d^{10}6s^2$], por el electrón de valencia, nl .

En el modelo utilizado junto con la polarización del "core" se incluyen efectos relativistas, añadiendo tres términos en la ecuación de Schrödinger, considerando además el tamaño finito del núcleo.

Se han calculado las probabilidades de transición para 203 líneas con origen en las configuraciones excitadas $6s^2\ ns$ ($n = 7 - 13$), $6s^2\ np$ ($n = 7 - 12$) y $6s^2\ nd$ ($n = 6 - 10$). Para calcular la parte angular de la probabilidad de transición se ha supuesto en una primera aproximación la existencia de acoplamiento LS, que es el esquema más sencillo que siguen el mayor número de átomos y la base de partida para el estudio de cualquier otro tipo de acoplamiento; en último término esta aproximación se justificará por el acuerdo de los valores calculados con los valores obtenidos experimentalmente.

Las funciones de onda radiales del electrón óptico se han obtenido considerando un potencial central e integrando numéricamente la ecuación de Schrödinger con un método de Numerov logarítmico, Froese y Fischer [14] (1969).

Al comparar los valores calculados en este trabajo con los valores determinados experimentalmente por otros autores se comprueba que a diferencia con otros átomos más ligeros, las correcciones relativistas en el átomo de Tl I tienen gran importancia, sobre todo para transiciones a niveles resonantes, así como también tener en cuenta la polarización del "core", que ya habían incluido en sus cálculos Bardsley y Norcross, obteniendo interesantes conclusiones, entre ellas la importancia de los efectos de la interacción de configuraciones particularmente en las series difusas $nd\ ^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 6p\ ^2P_{1/2,3/2}$, tablas 1, 2, 3 y 4.

Con las probabilidades absolutas de transición calculadas en este trabajo se han determinado los tiempos de vida media de los niveles superiores, que en la tabla 5 se ofrecen junto con los valores existentes en la bibliografía. Finalmente se ha efectuado un estudio de la variación de estos tiempos calculados con el número cuántico efectivo, tabla 6.

II. MODELO UTILIZADO

El potencial paramétrico utilizado tiene la forma:

$$V(r) = -\frac{1}{r} \left[1 + \frac{Z-1}{H(e^{r/d} - 1) + 1} \right]$$

Green y col. [15] (1969); para el parámetro d se ha tomado el valor 0.690, propuesto por estos autores para el átomo de Talio. El parámetro H se ajustó de modo que los autovalores de la energía, obtenidos al resolver la correspondiente ecuación radial, coincidiesen con las energías experimentales, Moore [16] (1948-1958). En todos los casos el valor de H ha sido muy próximo a 4.181, que es el propuesto por Green y col.

Para tener en cuenta el efecto de polarización del "core" se ha añadido al potencial el término, Migdalek y Baylis [17] (1979):

$$V_p(r) = -\frac{1}{2} \alpha_p \frac{r^2}{(r^2 + r_0^2)^3}$$

donde α_p es la polarizabilidad del "core", el cociente entre su momento dipolar originado por la perturbación por el electrón externo y el campo eléctrico producido por éste, y r_0 un parámetro de corte que representa el radio correspondiente al máximo de la densidad de carga en el orbital más externo del

Tl⁺. Los valores para α_p y r_o son respectivamente 39.33 y 2.38 en unidades atómicas, en concordancia con los calculados por Migdalek y Baylis utilizando el método de Hartree-Fock relativista, Fraga y col. [18] (1976).

Los efectos relativistas en el Hamiltoniano de la ecuación de Schrödinger se consideran mediante los tres términos siguientes, expresados en unidades atómicas, Cowan [19] (1981):

$$\begin{aligned} & -\frac{\alpha^2}{2} [E - V(r)]^2 \\ & -\frac{\alpha^2}{4} \left[\frac{dV(r)}{dr} \right] r \frac{d}{dr} r^{-1} \\ & +\frac{\alpha^2}{2} \left[\frac{dV(r)}{dr} \right] \frac{\vec{l} \cdot \vec{s}}{r} \end{aligned}$$

Estos efectos comienzan a ser apreciables en el cálculo de las funciones de onda para elementos con $Z > 30$.

Los términos corresponden respectivamente a la variación de la masa con la velocidad, al término de Darwin y al acoplamiento espín-órbita; α es la constante de estructura fina y \vec{l} y \vec{s} son los operadores de momento angular orbital y de espín.

La ecuación de Schrödinger toma la forma siguiente, en unidades atómicas:

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{2r^2} + V(r) - \right. \\ & \left. -\frac{\alpha^2}{2} [E - V(r)]^2 - \frac{\alpha^2}{4} \left[\frac{dV(r)}{dr} \right] r \frac{d}{dr} r^{-1} - \right. \\ & \left. -\frac{\alpha^2}{2} \frac{\chi}{r} \left[\frac{dV(r)}{dr} \right] \right] P_{nl}(r) = P_{nl}(r) E \\ & \chi = \frac{1}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \end{aligned}$$

E es el autovalor de la ecuación de Schrödinger y χ es el producto escalar de los operadores de momento angular orbital y de espín.

Por último se ha tenido en cuenta el tamaño finito del núcleo, considerando que para r menores que el radio del núcleo, R_o , el potencial $V(r)$ viene dado por:

$$V(r) = \frac{Z}{2R_o^3} r^2 - \frac{3}{2} \frac{Z}{R_o}$$

Para calcular la parte radial de la probabilidad de transición para transiciones $|n, l\rangle \rightarrow |n', l'\rangle$ se utilizan las funciones de onda calculadas, $P_{nl}(r)$, en

la aproximación dipolar eléctrica y con la formulación de la longitud del dipolo, mediante la siguiente expresión en unidades atómicas:

$$I_{\max} \left| \int_0^\infty P_{nl}(r) r P_{n'l'}(r) dr \right|^2$$

Los efectos de polarización del "core" se han tenido también en cuenta en el operador momento dipolar del electrón de valencia, introduciendo un término correctivo que tiene la siguiente expresión en unidades atómicas:

$$D(r) = r [1 - \alpha_p(r^2 + r_o^2)^{-3/2}]$$

III. RESULTADOS Y DISCUSION

III.1 Probabilidades de transición

Las probabilidades absolutas de transición que se han calculado en este trabajo se presentan en las tablas 1, 2, 3 y 4, en las que se diferencia entre los valores obtenidos considerando todos los efectos descritos anteriormente salvo la corrección al momento dipolar (columna a) y los obtenidos considerando además dicha corrección (columna b). Estos valores se comparan con los existentes en la bibliografía, y así en la quinta columna se muestran los cálculos semiempíricos, basados en la aproximación del campo central para un electrón, realizados por Anderson y col. [5], que son los más extensos; en la sexta columna se ofrecen los valores que tienen en cuenta efectos de polarización del "core", realizados por Bardsley y Norcross [8], mientras que en las restantes columnas se muestran los valores obtenidos experimentalmente.

La tabla 1 contiene los resultados correspondientes a las transiciones $ns^2 S_{1/2} \rightarrow mp^2 P_{1/2,3/2}$; puede apreciarse que las probabilidades de transición calculadas están en un buen acuerdo con las obtenidas experimentalmente por otros autores, dentro del 5% de discrepancia para valores bajos del número cuántico n , constatándose que cuando va aumentando este número no es necesaria realizar la corrección al momento dipolar.

En la transición $10s^2 S_{1/2} \rightarrow 6p^2 P_{1/2}$ (2207.7 Å en vacío) el valor calculado es bastante inferior respecto al obtenido experimentalmente por Penkin y Shabanova, que es el único valor recogido en la bibliografía. Esta discrepancia, Gruzdev²⁰ (1966), se debe a la mezcla del nivel $10s^2 S_{1/2}$ con el nivel $6s^2 p^2 \ ^4P_{1/2}$, con la misma paridad y muy próximo en energía, tablas de Moore; con esta explicación coinciden Shimon y Erdevdi [21] (1977).

TABLA 1: PROBABILIDADES DE TRANSICION DE LINEAS CON ORIGEN EN LOS NIVELES ns ²S_{1/2} DEL ATOMO DE TI I (X10⁶ s⁻¹)

a: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del “core” + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo.

b: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del “core” + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo + corrección al momento dipolar

Transición		$\lambda(\text{\AA})$ Vacío	Teórico				Experimental		
Nivel Sup.	Nivel Inf.		Este a	trabajo b	Ref. 5	Ref. 8	Ref. 1	Ref. 2	Ref. 4
7s ² S _{1/2} → 6p ² P _{1/2}		3776.8	58.7	56.7	57.5	63.3	58.4	62.5 ± 3.1	60.8
	6p ² P _{3/2}	5351.9	78.4	64.8	75.4	76.1	62.9	70.5 ± 3.3	65.2
8s ² S _{1/2} → 6p ² P _{1/2}		2580.9	17.1	16.3	17.2	18.9	17.0	17.8 ± 1.6	
	6p ² P _{3/2}	3230.7	21.7	15.0	22.0	20.0	15.2	17.3 ± 1.8	
	7p ² P _{1/2}	21805.5	2.5	2.5	3.6	3.8			
	7p ² P _{3/2}	27895.6	3.4	3.3	5.0	5.2			
9s ² S _{1/2} → 6p ² P _{1/2}		2316.6	7.4	6.8	7.7	8.3	7.3	7.8 ± 1.0	
	6p ² P _{3/2}	2827.0	9.4	7.0	9.7	8.3	7.2	8.0 ± 0.8	
	7p ² P _{1/2}	11103.3	4.0	4.0	1.2	1.3			
	7p ² P _{3/2}	12492.0	7.4	7.1	1.4	1.5			
	8p ² P _{1/2}	55614.3	0.85	0.85	0.86	0.87			
	8p ² P _{3/2}	70155.8	1.2	1.2	1.2	1.2			
10s ² S _{1/2} → 6p ² P _{1/2}		2207.7	3.9	3.3	4.0	4.4	13.3		
	6p ² P _{3/2}	2666.4	5.0	4.3	5.4	4.5	5.1	5.7 ± 0.6	
	7p ² P _{1/2}	8979.2	2.4	2.4	0.61	0.63			
	7p ² P _{3/2}	9866.1	4.5	4.5	0.74	0.72			
	8p ² P _{1/2}	25453.7	0.34	0.34	0.31	0.30			
	8p ² P _{3/2}	28121.5	0.34	0.34	0.35	0.33			
	9p ² P _{1/2}	109181.9	0.28	0.29	0.30	0.29			
	9p ² P _{3/2}	136184.0	0.40	0.40	0.41	0.40			
11s ² S _{1/2} → 6p ² P _{1/2}		2152.5	2.4	1.9	2.4		2.9	3.1 ± 0.6	
	6p ² P _{3/2}	2586.4	2.9	1.85	3.1				
	7p ² P _{1/2}	8132.1	1.4	1.4	0.345				
	7p ² P _{3/2}	8852.9	2.6	2.5	0.41				
	8p ² P _{1/2}	19151.0	0.14	0.14	0.16				
	8p ² P _{3/2}	21204.0	0.18	0.18	0.17				
	9p ² P _{1/2}	48169.6	0.016	0.016	0.12				
	9p ² P _{3/2}	52787.2	0.21	0.21	0.11				
	10p ² P _{1/2}	193200.3	0.12	0.12	0.12				
	10p ² P _{3/2}	241956.8	0.16	0.16	0.19				
12s ² S _{1/2} → 6p ² P _{1/2}		2119.6	1.5	1.2	1.5		1.8	2.0 ± 0.5	
	6p ² P _{3/2}	2539.0	1.9	1.1	2.1		1.5	1.6 ± 0.2	
	7p ² P _{1/2}	7681.0	0.82	0.82	0.22				
	7p ² P _{3/2}	8321.0	1.5	1.4	0.26				
	8p ² P _{1/2}	17209.3	0.081	0.082	0.10				
	8p ² P _{3/2}	18388.8	0.10	0.10	0.105				
	9p ² P _{1/2}	35739.8	0.034	0.035	0.061				

TABLA 1. (Continuación)

Transición		$\lambda(\text{\AA})$ Vacío	Teórico				Experimental		
Nivel Sup.	Nivel Inf.		Este a	trabajo b	Ref. 5	Ref. 8	Ref. 1	Ref. 2	Ref. 4
	9p $^2P_{3/2}$	38220.5	0.016	0.016	0.059				
	10p $^2P_{1/2}$	80671.3	0.043	0.043	0.046				
	10p $^2P_{3/2}$	80082.7	0.042	0.042	0.045				
	11p $^2P_{1/2}$	307599.9	0.059	0.059	0.057				
	11p $^2P_{3/2}$	381975.5	0.076	0.076	0.078				
13s $^2S_{1/2}$ —	6p $^2P_{1/2}$	2098.4	1.04	0.77					
	6p $^2P_{3/2}$	2508.7	1.25	0.89			0.99	1.1 ± 0.1	
	7p $^2P_{1/2}$	7410.3	0.52	0.52					
	7p $^2P_{3/2}$	8004.1	0.91	0.87					
	8p $^2P_{1/2}$	15906.9	0.058	0.058					
	8p $^2P_{3/2}$	16909.3	0.067	0.065					
	9p $^2P_{1/2}$	30545.5	0.016	0.016					
	9p $^2P_{3/2}$	32339.4	0.0030	0.0030					
	10p $^2P_{1/2}$	58295.5	0.024	0.024					
	10p $^2P_{3/2}$	62069.5	0.026	0.026					
	11p $^2P_{1/2}$	12859.8	0.020	0.020					
	11p $^2P_{1/2}$	135575.3	0.020	0.020					
	12p $^2P_{1/2}$	471480.9	0.028	0.028					
	12p $^2P_{1/2}$	564013.3	0.044	0.044					

Las razones entre las probabilidades de transición calculadas desde los niveles ns $^2S_{1/2}$ a 6p $^2P_{3/2}$ y desde ns $^2S_{1/2}$ a 6p $^2P_{1/2}$, y en el caso en que se tengan en cuenta los efectos considerados, son tan próximas a las medidas por otros autores como las de Bardsley. Donde si se aprecian grandes discrepancias es con los valores obtenidos por Bardsley para las transiciones ns $^2S_{1/2}$ — 7p $^2P_{1/2,3/2}$; no hay medidas de probabilidades de transición con las que compararlas. Considerando los tiempos de vida media, tabla 5, se observa que los valores obtenidos en este trabajo están en tan buena concordancia o mejor con los valores experimentales que los obtenidos por Bardsley.

La tabla 2 contiene resultados correspondientes a las transiciones con origen en los niveles np $^2P_{1/2,3/2}$; los valores obtenidos concuerdan apreciablemente con los pocos resultados experimentales existentes. Si se comparan los valores con los cálculos de Bardsley se observa que para las transiciones np $^2P_{1/2,3/2}$ — ms $^2S_{1/2}$ la discrepancia es muy pequeña, pero en las transiciones np $^2P_{1/2,3/2}$ — md $^2D_{3/2,5/2}$ la situación es diferente; no hay otras medidas para contrastar los resultados, salvo las realizadas por Hunter en las transiciones 8p $^2P_{3/2}$ — todos los niveles, para las que los cálculos realizados en este trabajo son los más próximos.

La tabla 3 contiene resultados correspondientes a las transiciones con origen en los niveles nd $^2D_{3/2,5/2}$, y como puede apreciarse, el acuerdo con los valores experimentales es muy bueno sobre todo cuando se tiene en cuenta la polarización del "core" en el elemento de matriz, siendo evidente que los valores calculados en este trabajo se aproximan a los experimentales mucho más que los obtenidos por otros autores que han utilizado también modelos simples.

Gruzder, que utilizó el método del defecto cuántico de Burges y Seaton [22] (1960), obtuvo resultados en razonable concordancia con los medidos por Gallagher para las series *sharp*, mientras que para las series difusas la diferencia es muy grande. Bhalla [23] (1970) utilizando el modelo relativista de Hartree-Fock-Slater, obtuvo valores para las transiciones 6d $^2D_{3/2,5/2}$ — 6p $^2P_{1/2}$ que están en un acuerdo excelente con los resultados experimentales, lo que contradice la hipótesis de Gruzdev de que las grandes diferencias entre valores medidos y calculados se deben a no considerar la interacción de configuraciones; en otro trabajo posterior Gruzdev y Sherstyuk [24] (1976) alegaron que sus primeros resultados eran erróneos debido a un factor de normalización equivocado. Bardsley y Norcross, utilizando un modelo simple basado en la aproximación

TABLA 2: PROBABILIDADES DE TRANSICION DE LINEAS CON ORIGEN EN LOS NIVELES ns $^2P_{1/2,3/2}$ DEL ATOMO DE TI I ($\times 10^6 \text{ s}^{-1}$)

a: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del "core" + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo.
b: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del "core" + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo + corrección al momento dipolar

Transición		$\lambda(\text{\AA})$	Teórico					Experimental
Nivel Sup.	Nivel Inf.	Vacio	Este a	Trabajo b	Ref.5	Ref.6	Ref.8	Ref.3
$7p^2P_{1/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$		13016.8	17.7	15.5	17.3	18.2	16.4	17.1 ± 0.7
$7p^2P_{3/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$		11516.0	23.0	20.5	11.1	23.6	21.1	23.7 ± 0.9
$8p^2P_{1/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$		6715.6	3.3	2.1	2.1	1.7	1.4	
	$6d^2D_{1/2}$	19046.9	0.099	0.14	2.4		1.4	
	$8s^2S_{1/2}$	38135.9	2.6	2.55	2.7		2.7	
$8p^2P_{3/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$		6551.7	6.5	5.0	2.2	4.25	3.5	
	$6d^2D_{3/2}$	17784.4	0.0090	0.0025	0.066		0.0079	
	$6d^2D_{5/2}$	18972.1	0.54	0.60	0.87		0.75	
	$8s^2S_{1/2}$	33390.1	3.3	3.2	1.7		3.4	
$8p^2P_{3/2} \rightarrow \text{otros}$			10.3	8.8	4.9		7.7	9.2 ± 1.0
$9p^2P_{1/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$		5585.5	0.64	0.24	0.75	0.54	0.39	
	$6d^2D_{3/2}$	12102.1	0.75	0.86	0.85		0.52	
	$8s^2S_{1/2}$	17746.2	0.65	0.60	0.44		0.42	
	$7d^2D_{3/2}$	42203.0	0.57	0.58	1.14		0.59	
	$9s^2S_{1/2}$	82324.9	0.87	0.87	0.71		0.71	
$9p^2P_{3/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$		5529.4	2.06	1.4	0.93	1.7	1.3	
	$6d^2D_{3/2}$	11841.9	0.019	0.024	0.024		0.030	
	$6d^2D_{5/2}$	11958.0	0.58	0.65	0.34		0.29	
	$8s^2S_{3/2}$	17192.2	1.25	1.19	0.44		0.84	
	$7d^2D_{3/2}$	39198.8	0.031	0.032	0.033		0.036	
	$7d^2D_{5/2}$	39785.2	0.30	0.31	0.48		0.345	
	$9s^2S_{1/2}$	71617.8	0.88	0.88	0.46		0.895	
$10p^2P_{1/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$		5138.3	0.23	0.053	0.36			
	$6d^2D_{1/2}$	10181.8	0.76	0.85	0.42			
	$8s^2S_{1/2}$	13901.6	0.12	0.095	0.17			
	$7d^2D_{3/2}$	25458.9	0.31	0.33	0.51			
	$9s^2S_{1/2}$	36060.7	0.155	0.15	0.14			
	$8d^2D_{3/2}$	78945.3	0.23	0.23	0.52			
	$10s^2S_{1/2}$	155642.0	0.23	0.23	0.24			
$10p^2P_{3/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$		5110.9	0.855	0.49	0.49			
	$6d^2D_{3/2}$	10074.9	0.034	0.039	0.011			
	$6d^2D_{5/2}$	10158.8	0.30	0.345	0.165			
	$8s^2S_{1/2}$	13702.9	0.345	0.31	0.21			
	$7d^2D_{3/2}$	24800.3	0.021	0.022	0.16			
	$7d^2D_{5/2}$	25033.8	0.20	0.21	0.22			
	$9s^2S_{1/2}$	34753.6	0.28	0.28	0.14			
	$8d^2D_{3/2}$	72939.5	0.014	0.014	0.034			
	$8d^2D_{5/2}$	74024.6	0.165	0.17	0.54			
	$10s^2S_{1/2}$	133904.5	0.31	0.30	0.16			

TABLA 2. (Continuación)

Transición		$\lambda(\text{\AA})$	Teórico				Experimental		
Nivel Sup.	Nivel Inf.	Vacio	Este a	Trabajo b	Ref.5	Ref.6	Ref.8	Ref.3	
$11p^2P_{1/2} - 7s^2S_{1/2}$		4907.7	0.086	0.0072	0.19				
	$6d^2D_{3/2}$	9314.5	0.645	0.72	0.24				
	$8s^2S_{1/2}$	12333.6	0.030	0.019	0.086				
	$7d^2D_{3/2}$	20650.9	0.13	0.14	0.28				
	$9s^2S_{1/2}$	27117.9	0.052	0.049	0.060				
	$8d^2D_{3/2}$	45846.3	0.27	0.27	0.27				
	$10s^2S_{1/2}$	64226.1	0.053	0.52	0.050				
	$9d^2D_{3/2}$	132397.6	0.125	0.13	0.26				
	$11s^2S_{1/2}$	251951.1	0.11	0.105	0.10				
	$11p^2P_{3/2} - 7s^2S_{1/2}$		4892.5	0.40	0.20	0.29			
$6d^2D_{3/2}$		9259.9	0.035	0.040	0.0064				
$6d^2D_{5/2}$		9330.8	0.16	0.19	0.095				
$8s^2S_{1/2}$		12238.1	0.13	0.11	0.11				
$7d^2D_{3/2}$		20384.4	0.0086	0.0091	0.0085				
$7d^2D_{5/2}$		20541.9	0.081	0.086	0.12				
$9s^2S_{1/2}$		26660.3	0.12	0.11	0.069				
$8d^2D_{3/2}$		44553.4	0.021	0.021	0.0083				
$8d^2D_{5/2}$		44955.9	0.088	0.089	0.12				
$10s^2S_{1/2}$		61716.9	0.097	0.097	0.0505				
$9d^2D_{3/2}$		122159.6	0.0086	0.0086	0.0080				
$9d^2D_{5/2}$		123946.3	0.081	0.081	0.11				
$11s^2S_{1/2}$		217295.4	0.14	0.14	0.067				
$12p^2P_{1/2} - 7s^2S_{1/2}$			4769.8	0.039	0.00044	0.15			
	$6d^2D_{3/2}$	8830.3	0.51	0.57	0.14				
	$8s^2S_{1/2}$	11498.6	0.012	0.0064	0.061				
	$7d^2D_{3/2}$	18412.1	0.066	0.071	0.17				
	$9s^2S_{1/2}$	23384.1	0.034	0.031	0.039				
	$8d^2D_{3/2}$	36101.1	0.10	0.10	0.15				
	$10s^2S_{1/2}$	46602.6	0.026	0.025	0.027				
	$9d^2D_{3/2}$	74399.1	0.0695	0.070	0.13				
	$11s^2S_{1/2}$	101450.4	0.025	0.025	0.030				
	$10d^2D_{3/2}$	202962.0	0.066	0.066	0.13				
	$12s^2S_{1/2}$	379214.3	0.051	0.051	0.052				
	$12p^2P_{3/2} - 7s^2S_{1/2}$		4761.9	0.26	0.13	0.18			
		$6d^2D_{3/2}$	8803.2	0.26	0.029	0.0041			
		$6d^2D_{5/2}$	8867.2	0.086	0.105	0.060			
$8s^2S_{1/2}$		11452.8	0.074	0.062	0.069				
$7d^2D_{3/2}$		18294.9	0.0037	0.0040	0.0053				
$7d^2D_{5/2}$		18421.6	0.035	0.038	0.077				
$9s^2S_{1/2}$		23195.4	0.080	0.077	0.040				
$8d^2D_{3/2}$		35653.2	0.0079	0.0081	0.0051				
$8d^2D_{5/2}$		35910.5	0.049	0.050	0.073				
$10s^2S_{1/2}$		45859.0	0.057	0.057	0.026				
$9d^2D_{3/2}$		72521.7	0.0043	0.0043	0.0045				
$9d^2D_{5/2}$		73147.7	0.040	0.040	0.067				
$11s^2S_{1/2}$		97991.2	0.048	0.048	0.024				
$10d^2D_{3/2}$		189573.5	0.0036	0.0036	0.044				
$10d^2D_{5/2}$		192530.4	0.035	0.035	0.063				
$12s^2S_{1/2}$		325008.4	0.058	0.058	0.032				

TABLA 3: PROBABILIDADES DE TRANSICION DE LINEAS CON ORIGEN EN LOS NIVELES $nd\ ^2D_{3/2,5/2}$ DEL ATOMO DE TI I ($\times 10^6\ s^{-1}$)

a: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del "core" + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo.

b: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del "core" + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo + corrección al momento dipolar

Transición		$\lambda(\text{\AA})$	Teórico				Experimental			
Nivel Sup.	Nivel Inf.	Vacio	Este a	trabajo b	Ref. 5	Ref. 8	Ref. 1	Ref. 2	Ref. 3	Ref. 4
6d $^2S_{3/2}$ — 6p $^2P_{1/2}$		2768.7	165.2	121.7	173.6	121.0	126.2	126.2 \pm 10.0		14
	6p $^2P_{3/2}$	3530.4	22.0	19.5	27.8	21.0	19.3	22.0 \pm 2.3		
	7p $^2P_{1/2}$	51071.5	0.48	0.44	0.44	0.44			0.59 \pm 0.08	
	7p $^2P_{3/2}$	104515.4	0.010	0.0094	0.010	0.012				
6d $^2D_{5/2}$ — 6p $^2P_{3/2}$		3520.2	156.6	115.5	163.6	124.0	111.2	124.2 \pm 13.0		13
	7p $^2P_{3/2}$	96265.2	0.080	0.075	0.075	0.0915				
7d $^2D_{5/2}$ — 6p $^2P_{1/2}$		2380.3	66.7	44.2	71.2	43.7	44.7	44.0 \pm 5.0		53
	6p $^2P_{3/2}$	2922.4	10.2	6.5	10.6	6.8	6.9	7.6 \pm 0.8		
	7p $^2P_{1/2}$	12736.4	1.7	1.7	5.1	5.3				
	7p $^2P_{3/2}$	14597.9	0.40	0.40	1.3	1.3				
	8p $^2P_{1/2}$	155449.2	0.069	0.068	0.070	0.070				
	8p $^2P_{3/2}$	369552.3	0.0010	0.0010	0.0010	0.0013				
7d $^2D_{5/2}$ — 6p $^2P_{3/2}$		2919.2	60.8	43.5	63.2	41.2	38.1	42.0 \pm 5.0		41
	7p $^2P_{3/2}$	14518.2	2.4	2.4	7.55	7.6				
	8p $^2P_{3/2}$	324465.5	0.0092	0.0092	0.030	0.012				
8d $^2D_{3/2}$ — 6p $^2P_{1/2}$		2238.5	32.6	15.5	35.5	20.5	19.3	18.7 \pm 3.0		
	6p $^2P_{3/2}$	2711.5	4.8	3.4	5.1	3.05	3.2	3.7 \pm 0.4		
	7p $^2P_{1/2}$	9512.3	3.5	3.6	3.1	3.2				
	7p $^2P_{3/2}$	10513.6	0.86	0.84	0.70	0.67				
	8p $^2P_{1/2}$	30261.8	0.79	0.80	0.86	0.86				
	8p $^2P_{3/2}$	34108.7	0.24	0.24	0.25	0.24				
	9p $^2P_{1/2}$	342814.3	0.018	0.018	0.018	0.019				
	9p $^2P_{3/2}$	908252.3	0.0020	0.0020	0.0020	0.0030				
8d $^2D_{5/2}$ — 6p $^2P_{3/2}$		2710.0	28.7	15.45	30.6	18.7	15.1	17.0 \pm 2.0		
	7p $^2P_{3/2}$	10491.4	4.9	4.8	4.1	4.1				
	8p $^2P_{3/2}$	33876.5	1.4	1.4	1.4	1.4				
	9p $^2P_{3/2}$	768053.8	0.0019	0.0019	0.0020	0.0027				
9d $^2D_{3/2}$ — 6p $^2P_{1/2}$		2169.3	18.7	8.3	20.1	11.2	9.9	9.8 \pm 2.2		
	6p $^2P_{3/2}$	2610.6	2.7	1.2	2.9	1.6	1.7	1.9 \pm 0.2		
	7p $^2P_{1/2}$	8376.2	3.3	3.2	1.9	1.9				
	7p $^2P_{3/2}$	9142.9	0.76	0.74	0.40	0.40				
	8p $^2P_{1/2}$	21139.9	0.68	0.69	0.62	0.62				

TABLA 3. (Continuación)

Transición		$\lambda(\text{\AA})$ Vacío	Teórico				Experimental			
Nivel Sup.	Nivel Inf.		Este a	trabajo b	Ref. 5	Ref. 8	Ref. 1	Ref. 2	Ref. 3	Ref. 4
	8p $^2P_{3/2}$	22947.9	0.15	0.15	0.16	0.15				
	9p $^2P_{1/2}$	58220.7	0.18	0.19	0.082	0.22				
	9p $^2P_{3/2}$	65104.2	0.062	0.062	0.071	0.069				
	10p $^2P_{1/2}$	628143.8	0.0065	0.0064	0.0019					
	10p $^2P_{3/2}$	821546.0	0.00053	0.00053	0.00054					
9d $^2D_{5/2}$ —	6p $^2P_{3/2}$	2609.8	16.1	7.6	17.2	10.2	9.1	10.0 ± 1.0		
	7p $^2P_{3/2}$	9133.1	4.4	4.3	2.4	2.35				
	8p $^2P_{3/2}$	22885.9	0.90	0.90	0.90	0.89				
	9p $^2P_{3/2}$	64607.8	0.34	0.35	0.42	0.39				
	10p $^2P_{3/2}$	499268.0	0.00058	0.00059	0.00058					
10d $^2D_{3/2}$ —	6p $^2P_{1/2}$	2129.9	11.8	4.9	12.5		5.95	5.8 ± 1.5		
	6p $^2P_{3/2}$	2553.8	1.6	0.705	1.75					
	7p $^2P_{1/2}$	7818.6	2.5	2.4	1.2					
	7p $^2P_{3/2}$	8482.6	0.58	0.55	0.25					
	8p $^2P_{1/2}$	17915.4	0.42	0.42	0.42					
	8p $^2P_{3/2}$	19197.2	0.099	0.098	0.099					
	9p $^2P_{1/2}$	38925.7	0.27	0.27	0.18					
	9p $^2P_{3/2}$	41886.6	0.39	0.39	0.049					
	10p $^2P_{1/2}$	98951.3	0.090	0.090	0.079					
	10p $^2P_{3/2}$	110339.1	0.026	0.026	0.0265					
	11p $^2P_{1/2}$	1040608.0	0.0027	0.0027	0.0027					
	11p $^2P_{3/2}$	3049071.0	0.00022	0.00023	0.00022					
10d $^2D_{5/2}$ —	6p $^2P_{3/2}$	2553.3	10.7	4.4	10.6					
	7p $^2P_{3/2}$	8476.8	3.4	3.3	1.5					
	8p $^2P_{3/2}$	19167.8	0.58	0.58	0.58					
	9p $^2P_{3/2}$	41744.9	0.46	0.46	0.285					
	10p $^2P_{3/2}$	109361.5	0.15	0.15	0.15					
	11p $^2P_{3/2}$	2445081.0	0.00025	0.00025	0.00025					

del campo central para un electrón que introduce los efectos de polarización del "core" en el potencial y en el elemento de la matriz de transición, que son efectos importantes en la interacción de configuraciones, obtienen resultados concordantes con los medidos por otros autores, constatando que la hipótesis de Gruzdev es correcta.

En la tabla 4 se presentan los valores obtenidos en este trabajo para las probabilidades de transición de las transiciones mencionadas, así como las dadas por otros autores; los valores de Gruzdev se ofrecen corregidos y sin corregir, apreciándose un buen acuerdo con nuestros resultados.

IV. TIEMPOS DE VIDA MEDIA

En la tabla 5 se muestran los tiempos de vida media obtenidos de la suma de las probabilidades de transición; también se muestran los valores recogidos de la bibliografía, tanto teóricos como experimentales. El acuerdo entre los valores calculados en este trabajo y los experimentales es bastante bueno con alguna excepción, la más destacable la del nivel $10s\ ^2S_{1/2}$ para el que la vida media medida es muy baja comparada con la obtenida en estos cálculos y en todos los recogidos en bibliografía. Shimon y Erdevidi sugieren que esto se debe a

TABLA 4: PROBABILIDADES DE TRANSICION DE LINEAS CON ORIGEN EN LOS NIVELES $6d^2D_{3/2,5/2}$ DEL ATOMO DE Tl I ($\times 10^6 s^{-1}$)

a: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del "core" + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo
b: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del "core" + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo + corrección al momento dipolar

Transición		$\lambda(\text{\AA})$ Vacío	Teórico				Experimental	
Nivel Sup.	Nivel Inf.		Este a	trabajo b				
$6d^2D_{3/2} - 6p^2P_{1/2}$		2768.7	165.2	121.7	173.6	Ref. 5	126.2	Ref. 1
					160.4	Ref. 7	126.0 ± 1.0	Ref. 2
					121.0	Ref. 8	147.0	Ref. 4
					126.2	Ref. 23		
$6d^2D_{3/2} - 6p^2P_{3/2}$		3530.4	28.0	19.5	27.8	Ref. 5	19.3	Ref. 1
					28.8	Ref. 7	22 ± 2.3	Ref. 2
					21.0	Ref. 8		
					21.4	Ref. 23		
$6d^2D_{5/2} - 6p^2P_{3/2}$		3520.2	156.6	115.5	163.6	Ref. 5	111.2	Ref. 1
					163.0	Ref. 7	124.0 ± 13.0	Ref. 2
					124.0	Ref. 8	132.8	Ref. 4
					215.3	Ref. 20		
					124.0	Ref. 23		
					136.4	Ref. 24		

la mezcla con el nivel $6s^2p^2^4P_{1/2}$; ahora bien las transiciones $6s^2p^2^4P_{1/2} - 6p^2P_{1/2}$ (2212 Å) y la $6s^2p^2^4P_{1/2} - 6p^2P_{3/2}$ (2672 Å) han sido claramente observadas. Filippov y Prokofiev [25] (1933), Clearman [26] (1952), Shimon y col [27] (1972), Garton y col [28] (1966) y Gatsyusk y Zapesochny [29] (1972). Lindgard y col [30] (1981) han medido la vida media del nivel $6s^2p^2^4P_{1/2}$ en la transición correspondiente a 2212 Å, obteniendo un valor de (40 ± 10) ns.

De acuerdo con el método establecido por Gruzdev y Afanaseva [31] (1978) para comprobar la hipótesis de las configuraciones únicas para un sistema monoeléctrico, y que se ha venido utilizando repetidamente, Jönsson y Lundberg [32] (1983), Yönsson y col. [33] (1984), Davidson y col. [34] (1990), Xinghons He y col. [35] (1990), se ha efectuado una representación logarítmica de los tiempos de vida media de los niveles estudiados (τ) frente al número cuántico efectivo de cada nivel.

En la tabla 6 se observa que para cada serie de niveles sus tiempos de vida media siguen la expresión semiempírica $\tau = (n^*)^m$, en la que el valor del exponente es muy próximo a 3. El hecho de que sigan esta ley de potencias asegura que para los niveles estudiados el modelo de configuraciones únicas

utilizado en este trabajo es aplicable, con la excepción del nivel $10s^2S_{1/2}$.

CONCLUSIONES

Las probabilidades de transición de estados excitados del Talio neutro, así como los tiempos de vida media, pueden calcularse con razonable confianza y precisión, utilizando un modelo monoeléctrico con inclusión de efectos relativistas, polarización del "core" y teniendo en cuenta el tamaño finito del núcleo. La introducción de los efectos de polarización de "core" es fundamental para obtener valores concordantes con los experimentales, como ya comprobaron Bardsley y col en el año 1980 y más recientemente Abright [36] en el 1993.

La introducción de los términos relativistas en la ecuación de Schrödinger y la consideración del tamaño finito del núcleo mejoran los valores calculados, consiguiendo finalmente diferencias del orden del 5% con los obtenidos experimentalmente.

Con los resultados obtenidos la hipótesis inicial de acoplamiento LS para calcular la parte angular de la probabilidad de transición es apropiada, pese a que el átomo de Talio es un átomo pesado.

TABLA 5: VIDAS MEDIAS (ns) DE ALGUNOS NIVELES ns $^2S_{1/2}$, np $^2P_{1/2,3/2}$ Y nd $^2D_{3/2,5/2}$ D ATOMO DE TI I

a: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del "core" + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo.

b: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del "core" + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo + corrección al momento dipolar

Nivel	Teóricas				Experimentales	
	Este a	trabajo b				
$7s^2S_{1/2}$	7.29	8.2	7.5	Ref.5	7.6 ± 0.2	Ref.2
			7.0	Ref.6	7.7 ± 0.5	Ref.4
			7.2	Ref.8	7.65 ± 0.2	Ref.37
			7.9	Ref.30	8.1 ± 0.8	Ref.38
			7.4	Ref.31	8.7 ± 0.3	Ref.39
					7.7 ± 0.2	Ref.40
					7.45 ± 0.20	Ref.41
					7.55 ± 0.08	Ref.42
					6.3 ± 0.7	Ref.30
					6.9 ± 1.0	Ref.30
					7.4 ± 0.4	Ref.43
					8.3 ± 0.6	Ref.44
					7.4 ± 0.5	Ref.21
					7.61 ± 0.16	Ref.45
$8s^2S_{1/2}$	22.1	26.9	20.9	Ref.5	23 ± 4	Ref.4
			20.9	Ref.8	22 ± 2	Ref.30
			20.0	Ref.30	19 ± 2	Ref.30
			21.8	Ref.31	20 ± 3	Ref.21
$9s^2S_{1/2}$	33.1	37.1	45.5	Ref.5	40 ± 10	Ref.30
			46.0	Ref.8	43 ± 4	Ref.21
			44.0	Ref.30		
			49.1	Ref.31		
$10s^2S_{1/2}$	58.0	63.0	82.4	Ref.5	31 ± 3	Ref.21
			86.1	Ref.8		
			90.0	Ref.31		
$11s^2S_{1/2}$	99.2	118.4	139.9	Ref.8		
			158.0	Ref.31		
$12s^2S_{1/2}$	163.4	202.7	248.0	Ref.31		
$13s^2S_{1/2}$	248.4	298.1				
$7p^2P_{1/2}$	56.4	64.6	57.7	Ref.5	58.5	Ref.3
			61.0	Ref.8	61.9	Ref.46
			54.8	Ref.6	63.1 ± 1.7	Ref.47
			80.6	Ref.7		
$7p^2P_{3/2}$	43.2	48.7	45.1	Ref.5	42.2 ± 1.6	Ref.3
			47.4	Ref.8	48.4	Ref.46
			42.4	Ref.6	48.6 ± 1.3	Ref.47
			41.8	Ref.7		

TABLA 5. (Continuación)

Nivel	Teóricas				Experimentales	
	Este a	trabajo b				
$8p^2P_{1/2}$	167.0	208.4	168.3	Ref.5	184.1 ± 4.4	Ref.47
			184.5	Ref.8		
$8p^2P_{3/2}$	96.9	113.4	116.6	Ref.5	108.7 ± 0.1	Ref.3
			129.7	Ref.8	127.7 ± 4.9	Ref.47
$9p^2P_{1/2}$	287.4	317.1	348.9	Ref.5	123 ± 7	Ref.48
			380.4	Ref.8	391.1 ± 21.8	Ref.47
$9p^2P_{3/2}$	195.3	224.9	267.0	Ref.8	273.6 ± 13.5	Ref.47
			219.0	Ref.5	265 ± 14	Ref.48
$10p^2P_{1/2}$	491.1	515.8	424.5	Ref.5	656.8	Ref.30
$10p^2P_{3/2}$	354.3	459.7	505.3	Ref.5	480.8 ± 31.6	Ref.47
$11p^2P_{1/2}$	669.1	510.9	647.2	Ref.5	725.5 ± 28.8	Ref.47
$11p^2P_{3/2}$	731.0	844.7	935.6	Ref.5	991.1 ± 50.8	Ref.47
$12p^2P_{1/2}$	1002.3	983.2	925.6	Ref.5		
$12p^2P_{3/2}$	1155.2	1338.1	1362.8	Ref.5		
$6d^2D_{3/2}$	5.3	7.1	4.95	Ref.5	6.2 ± 1.0	Ref.2
			7.04	Ref.4	6.8 ± 0.5	Ref.4
			7.2	Ref.30	6.9 ± 0.4	Ref.37
					6.7 ± 1.0	Ref.38
$6d^2D_{5/2}$					6.1 ± 0.7	Ref.30
					6.9 ± 0.5	Ref.44
					5.2 ± 0.8	Ref.49
					6.8 ± 0.4	Ref.50
$6d^2D_{3/2}$	6.4	8.65	6.1	Ref.5	6.9 ± 0.5	Ref.21
			8.06	Ref.4	7.6 ± 0.5	Ref.4
			8.5	Ref.30	6.5 ± 0.7	Ref.30
					7.2 ± 0.6	Ref.21
$7d^2D_{3/2}$	12.6	18.9	11.3	Ref.5	16 ± 4	Ref.4
			17.5	Ref.4	13 ± 2	Ref.30
			13.0	Ref.30	16.0 ± 1.3	Ref.21
$7d^2D_{5/2}$	15.8	21.8	14.1	Ref.5	19 ± 4	Ref.4
			20.5	Ref.4	16 ± 3	Ref.30
			17	Ref.30	19.8 ± 1.5	Ref.21

TABLA 6. VIDAS MEDIAS (ns) DE LOS NIVELES $ns\ ^2P_{1/2,3/2}$ Y $nd\ ^2D_{3/2,5/2}$ DEL ATOMO DE TI I, ESTUDIADOS FRENTE AL NUMERO CUANTICO PRINCIPAL EFECTIVO (n^*)

a: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del “core” + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo.

b: Potencial paramétrico + Pot. de polarización del “core” + efectos relativistas y tamaño finito del núcleo + corrección al momento dipolar

Nivel	a	b
$np\ ^2S_{1/2}$	$\tau = 0.94(n^*)^{2.59}$	$\tau = 1.02(n^*)^{2.65}$
$np\ ^2P_{1/2}$	$\tau = 3.63(n^*)^{2.83}$	$\tau = 4.07(n^*)^{2.86}$
$np\ ^2P_{3/2}$	$\tau = 1.95(n^*)^{2.97}$	$\tau = 2.14(n^*)^{3.00}$
$np\ ^2D_{3/2}$	$\tau = 0.22(n^*)^{2.97}$	$\tau = 0.22(n^*)^{3.29}$
$np\ ^2D_{5/2}$	$\tau = 0.27(n^*)^{3.00}$	$\tau = 0.32(n^*)^{3.11}$

AGRADECIMIENTOS

Es mi deseo agradecer a los profesores Dr. José Campos y Dr. Cristóbal Colón, la estimable ayuda que con sus consejos y sugerencias me han prestado.

REFERENCIAS

- [1] PENKIN, N.P. AND SHABANOVA, L.N.: *Opt. Spectrosc.* **14**, 87 (1963).
- [2] GALLAGHER, A. AND LURIO, A.: *Phys. Rev.* **A87**, 136 (1964).
- [3] HUNTER, L. AND COMMINS, E.: *Phys. Rev.*, **A25**, 885 (1982).
- [4] ANDERSEN, T. AND SORENSEN, G.: *Phys. Rev.* **A5**, 2447 (1972).
- [5] ANDERSON, E.M., ANDERSON, E.K. AND TRUSOV, V.F.: *Opt. Spectrosc.* **22** 471 (1967).
- [6] MIGDALEK, J.: *Can. J. Phys.* **54**, 1187 (1976).
- [7] NEUFFER, D.V. AND COMMINS, E.D.: *Phys. Rev.* **A16**, 844 (1977).
- [8] BARDSLEY, J.N. AND NORCROSS, D.W.: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **23**, 583 (1980).
- [9] ALEKSANDROV, A.V., BARANOV, A.V. AND KULYASOV, V.N.: *Opt. Spectrosc.*, **44** 624 (1978).
- [10] SHAFRANOSH, I.I., SNEGURSKAYA, T.A. AND ALEKSAKHIN, I.S.: *Opt. Spectrosc.*, **68**, 152 (1990).
- [11] HARTLEY, A.C., LINCHTH, E. AND MARTENSONPENDRILL, A.M.: *Opt. Phys.* **2** 3417 (1990).
- [12] HARTLEY, A.C. AND SANDERS, P.G.H.: *J. Phys. B: At. Opt. Phys.*, **23**, 4197-4206 (1990).
- [13] CHEN, S.T. AND GALLAGHER, A.: *Phys. Rev.*, **A15**, 888 (1977).
- [14] FROESE FISCHER, C.: *Computer Physics Communications*, **1**, 151 (1969).
- [15] GREEN, A.E.S., SELLIN, D.L. AND ZACHOR, A.S.: *Phys. Rev.*, **184**, 1 (1969).
- [16] MOORE, C.E.: *Atomic Energy Levels*, Vol. I-III NBS circular, 467 (1949-1958).
- [17] MIGDALEK, J. AND BAYLIS, W.E.: *J. Phys. B: Atom. Mole. Phys.*, **12** 2595 (1979).
- [18] FRAGA, S., KARWOWSKI, J. AND SAXENA, K.M.S.: *Handbook of atomic data*. (Elsevier Scientific Publishing Company, New York) (1976) p. 323 y 469.
- [19] COWAN, R.D.: *The theory of atomic structure and spectra* (University of California Press, London, England) (1981).
- [20] GRUZDEV, P.F.: *Opt. Spectrosc.*, **20**, 209 (1966).
- [21] SHIMON, L.L. AND ERDEVDI, N.M.: *Opt. Spectrosc.*, **42**, 137 (1977).
- [22] BURGESS, A. AND SEATON, M.J.: *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **120**, 121 (1960).
- [23] BHALLA, O.P.: *Nuclear Instruments and Methods* **90**, 149 (1970).
- [24] GRUZDEV, P.F. AND SHERSTYUK, A.I.: *Opt. Spectrosc.*, **40**, 353 (1976).
- [25] FILIPPOV, A. AND PROKOFIEV Z.: *Physik*, **33**, 647 (1933).
- [26] CLEARMAN, H.E.: *Journal of the Optical Society of America*, **42**, 373 (1952).
- [27] SHIMON, L.L., NEPIPOV, E.I., GATSYUK, N.A. AND ZAPESOCHNYI, I.P.: *Opt. Spectrosc.*, **32** 561 (1972).

- [28] GARTON, W.R.S., PARKINSON, W.H. AND REEVES, E.M.: *Canadian Journal of Physics*, **44**, 1745 (1966).
- [29] GATSYUK, N.A. AND ZAPESOCHNY, I.P.: *Opt. Spectrosc.*, **32**, 561 (1972).
- [30] LINDGARD, A., MANNERVIK, J., SELENKOVIC, B. AND VEJE, E.: *ZPhys. A-Atoms and Nuclei*, **301**, 1-10 (1981). *Nuclear Instrument and Methods*, **202**, 59 (1982).
- [31] GRUZDEV, P.F. AND AFANASEVA, N.V.: *Opt. Spectrosc.*, **44**, 614 (1972).
- [32] JÖNSSON, G. AND LUNDBERG, H.: *Z. Phys.*, **A313**, 151 (1983).
- [33] YÖNSSON, Y. et al.: *Z. Phys.* **A316**, 259 (1984).
- [34] DAVIDSON, M.D. et al: *Astro. Astrophys.* **238**, 452 (1990).
- [35] XINGHONS HE et al: *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **23**, 661 (1990).
- [36] ALBRIGHT, B.J., BARTSCHAT, K. AND FLICK, P.R.: *J. Phys. B: At. Mo. Opt. Phys.* **26**, 337-344 (1993).
- [37] CUNNINGHAM, P.I. AND LINK, J.K.: *J. of Opt. Soc. Am.*, **57**, 1000 (1967).
- [38] LAWRENCE, C.M., LINK, J.K. AND KING, R.B.: *Astrophys. J.*, **141**, 293 (1965).
- [39] DEMTRÖDER, W.: *Z. Phys.*, **166**, 42 (1962).
- [40] CUNNINGHAM, P.I. AND LINK, J.K.: *J. Opt. Spectrosc.*, **18**, 504 (1965).
- [41] NORTON, M. AND GALLAGHER, A.: *Phys. Rev.*, **A3**, 915 (1971).
- [42] HSIEH, J.C. AND BAIRD, J.C.: *Phys. Rev.*, **A5** 141 (1972).
- [43] PENKIN, N.P., RUZOV, V.P. AND SHABANOVA, L.N.: *Opt. Spectrosc.*, **34**, 588 (1973).
- [44] PENKIN, N.P. AND SHABANOVA, S.N.: *Opt. Spectrosc.*, **14**, 5 (1963).
- [45] REBOLLO, M.A. AND BERNABEU, E.: *Rev. Acad. Cienc. Exactas. Fis-Quim. Nat.*, Zaragoza **28**, 467 (1973).
- [46] JAMES, J.V., WANG, C.C. AND CHUAN GUO: *Phys. Rev.*, **A32**, 643 (1985).
- [47] JAMES, J.V., WANG, C.C. AND CURTS DOTY: *Phys. Rev.*, **A34**, 1117 (1986).
- [48] HERMANN, G., LASNITSCHKA, G., RICHTER, J. AND SCHARMAM, A.: *Z. Phys. D. Atoms. Molecules and Clusters*, **10**, 27-33 (1988).
- [49] SERIES B.G.W. AND GOUGH, W.: *Acta Physica Polonica Fas.*, **345**, 3-4 (1964).
- [50] GOUGH, W. AND GRIFFITHS, S.B.: *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **10**, 817 (1977).